

DAS ABSORPTIONSSPEKTRUM
VON ZWEIATOMAREM SCHWEFEL
IM SCHUMANNGEBIET

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

René Maeder

aus Basel

BASEL

Buchdruckerei E. Birkhäuser & Cie., A.G.

1948

DAS ABSORPTIONSSPEKTRUM
VON ZWEIATOMAREM SCHWEFEL
IM SCHUMANNGEBIET

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

René Maeder

aus Basel

BASEL

Buchdruckerei E. Birkhäuser & Cie., AG.

1948

Genehmigt von der Philosophisch-naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der Herren Prof. Dr. E. MIESCHER
und Prof. Dr. P. HUBER.

Basel, den 22. Juni 1948.

Prof. Dr. M. FIERZ

Dekan.



Das Absorptionsspektrum von zweiatomarem Schwefel im Schumanngebiet

von René Maeder.

Inhalt: Das zwischen 1900 und 1600 Å gelegene S_2 -Spektrum wird in überhitztem Schwefeldampf mittels eines 1 m-Vakuulgitterspektrographen aufgenommen. Das Kontinuum wird durch eine Lyman-Entladung erzeugt. Die Banden können in teilweiser Abänderung einer früheren Analyse lückenlos in zwei Elektronensysteme eingeordnet werden, die beide vom Grundzustand des S_2 -Moleküls ausgehen. Bei den angeregten Zuständen handelt es sich vermutlich um $^3\Pi_u$ -Terme, die bei Dissoziation zu zwei SI Atomen in den Zuständen 3P und $^3P'$ führen. Erstmals an Schwefel wird ein durch das Molekül $S^{32}S^{34}$ verursachter Isotopieeffekt bemerkt.

I. Einleitung.

§ 1. In mehreren Arbeiten ist die Analogie zwischen den Spektren der Moleküle O_2 , S_2 , Se_2 und Te_2 der sechsten Gruppe des periodischen Systems hervorgehoben worden. Alle vier Moleküle zeigen im Sichtbaren und nahen Ultraviolett ein intensives, ausgedehntes Bandensystem (in der Literatur mit Hauptsystem bezeichnet), dessen Schwerpunkt sich mit zunehmendem Molekulargewicht nach längeren Wellen verlagert unter gleichzeitiger Abnahme der Kernfrequenzen. Aus der tiefstmöglichen Elektronenkonfiguration der Moleküle resultieren die Terme $^3\Sigma_g^-$, $^1\Delta_g$ und $^1\Sigma_g^{+*}$; sie führen in der Dissoziation zu zwei normalen 3P -Atomen. Die Rotationsanalyse der Hauptsysteme ergab so auch bei wenigstens zweien der Moleküle einen $^3\Sigma_g^-$ Grundzustand: LOCHTE-HOLTEGREVEN und DIEKE¹⁾ fanden bei O_2 , OLSSON²⁾ bei S_2 einen $^3\Sigma_u^- - ^3\Sigma_g^-$ Übergang. Weniger eindeutig sind die Terme bei Se_2 und Te_2 bestimmt. ROSEN³⁾ vermutet bei sämtlichen genannten Molekülen einen analogen $^3\Sigma_g^-$ -Grundzustand. Bei Se_2 sprechen Messungen des Paramagnetismus⁴⁾ zugunsten einer solchen Annahme. Über die Dissoziationsprodukte des angeregten Terms herrschen bereits bei S_2 Zweifel infolge der Unsicherheit, mit der die Bestimmung der Dissoziationswärmen behaftet ist. OLSSON²⁾ nimmt Dissoziation in ein

*) Über die Bezeichnung der Terme s. z. B.: G. HERZBERG, Molekülspektren und Molekülstruktur. Dresden und Leipzig 1939, Seite 161.

3P und ein 1S Atom an, während andere⁵⁾ eine solche in 3P und 1D wie bei O_2 und Se_2 als wahrscheinlicher betrachten. Eine endgültige Entscheidung kann nicht getroffen werden, solange nicht Typus und Dissoziationsenergie wenigstens eines weiteren kombinierenden Terms bekannt ist. Alle vier Moleküle scheinen nun analoge hochangeregte Zustände zu besitzen, die Anlass zu besonders intensiver Absorption geben und im Hinblick auf die vielen Lücken in unserer Kenntnis der betreffenden Moleküle von Interesse sind.

Bei O_2 wurden die kurzwelligen Systeme von PRICE und COLINS⁷⁾ analysiert. Ein Teil der zwischen 1250 und 650 Å gelegenen Banden konnte in Rydberg-Serien eingeordnet werden, die zu verschiedenen Ionisationsgrenzen des O_2 -Moleküls führen. Die Verfasser betonen, dass ihnen eine restlose Deutung der zahlreichen komplizierten Banden nicht möglich war.

Die entsprechenden Banden von S_2 zwischen 1900 und 1650 Å wurden von WIELAND, WEHRLI und MIESCHER⁸⁾ untersucht und in zwei Systeme mit nachfolgenden Kantenformeln eingeordnet:

Langwelliges System (B): $\nu = 55621 + 823 v' - 725 v'' + 3 v''^2$.

Kurzwelliges System (C): $\nu = 58557 + 460 v' - 725 v'' + 3 v''^2$.

Während System B die gemessenen Banden oberhalb 1720 Å umfasst, kann durch die zweite Gleichung nur ein Teil der kürzerwelligen Kanten dargestellt werden. Die Analyse von System C zeigt ausserdem eine grobe Durchbrechung der empirischen Regel von MECKE-BIRGE. Obwohl die Kanten violett abgeschattiert sind, ist die Kernfrequenz des angeregten Zustandes erheblich kleiner als die des tieferen (Grundzustand von S_2). Es wurde deshalb auch auf den provisorischen Charakter der Deutung verwiesen.

Die kurzwelligen Systeme von Se_2 zwischen 1950 und 1750 Å und von Te_2 zwischen 2500 und 1950 Å wurden von CHOONG⁹⁾ gefunden. Die von ihm gegebene Einordnung der Banden erfolgte gleichfalls unter Verletzung der erwähnten Regel von MECKE-BIRGE. CHOONG glaubte, dass alle Moleküle S_2 , Se_2 , Te_2 der VI. Gruppe dieselbe Besonderheit zeigten. MIGEOTTE¹⁰⁾ wies später darauf hin, dass sich die von CHOONG gemessenen Se_2 -Banden auch ohne Durchbrechung der betr. Regel deuten lassen. Der gleiche Verfasser¹¹⁾ nahm des weiteren die kurzwelligen Banden von Te_2 in mittlerer Dispersion neu auf und ordnete sie in mehrere sich normal verhaltende Systeme ein. Die aus Gründen der Analogie zu O_2 versuchte Bildung von Rydberg-Serien glückte ihm erst nach geeigneter Abänderung seiner empirischen Numerierung der

Schwingungsniveaus. Im ganzen ist es offenbar, dass all diese Systeme eine recht komplexe Struktur besitzen und sich einer vollständigen Analyse erhebliche Schwierigkeiten in den Weg stellen. Eine genaue Untersuchung des im Schumann-Gebiet liegenden S_2 -Spektrums war bei dieser Sachlage von Interesse und bildet Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

II. Experimenteller Teil.

§ 2. *Versuchsanordnung.* Die Versuchsanordnung zur Aufnahme der S_2 -Absorption ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Die Lichtquelle Q wurde durch eine Flusspatlinse L_1 im Absorptionsgefäß

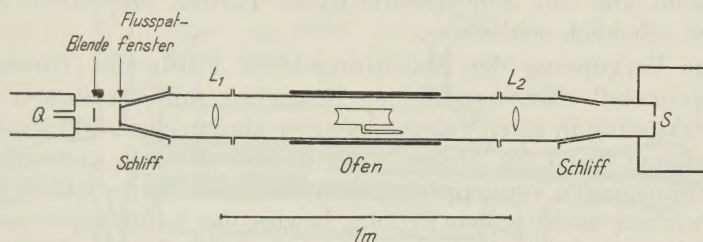


Fig. 1.

Versuchsanordnung zur Aufnahme der S_2 -Absorption.

und mittels einer zweiten Linse L_2 auf dem Spalt S abgebildet. Brennweiten und Durchmesser der Linsen waren so gewählt, dass sie volle Ausleuchtung des Gitters sicherten. Das Absorptionsgefäß befand sich in einem Ofen, dessen Temperatur mit Hilfe eines Nickel-Nickelchrom-Thermoelementes gemessen wurde. Der Gitterraum von rund 70 l Inhalt konnte innerhalb 30 Minuten durch eine Pfeiffer Duplex-Pumpe auf einen Druck von 10^{-3} mm Hg evakuiert werden. Ein Pirani-Manometer ermöglichte dauernde Kontrolle des Restdruckes.

§ 3. *Methodik.* Zur Untersuchung des S_2 -Spektrums wurden Absorptionsgefäße von 5 cm Länge mit dünnen eingezogenen Fenstern aus Quarzglas mit Schwefeldampf von verschiedenem Druck beschickt und abgeschmolzen. Aufnahmen des überhitzten Dampfes zeigen dann mit steigender Temperatur eine Abnahme der von den Molekülen S_6 und S_8 herrührenden kontinuierlichen Absorption und Hervortreten eines intensiven, im Schumanngebiet gelegenen Bandenspektrums, das dem S_2 -Molekül angehört.

Eine Neuuntersuchung des Spektrums mit dem im Institut zur Verfügung stehenden 1 m-Vakuumgitterspektrographen (Eagle'sche

Aufstellung, Dispersion ca. 8 Å/mm) war nur unter bester Ausnutzung des gegebenen Auflösungsvermögens (theoretischer Wert etwa 60000) erfolgversprechend, wobei die Wahl der photographischen Schicht eine ausschlaggebende Rolle spielte. Die besten Resultate wurden mit Ilford *Q* I-Platten erzielt. Ihre Empfindlichkeit ist zwar geringer als die anderer versuchter Typen (Schumann-Platten von Hilger, Agfa, Ilford-Typen *Q* II und *Q* III, ferner Eastman spectroscopic plates Type 103-O, u.-v.sensitized), dafür arbeiten sie sehr kontrastreich und weisen dabei feines Korn auf. Ihre geringe Neigung zur Schleierbildung bietet ausserdem manche Vorteile bei der Verarbeitung. Mit KBr versetzter Glycinentwickler gewährleistete ein Auflösungsvermögen von wenigstens 10 μ Strichabstand. Die mit den sensibilisierten Platten erreichten Werte waren erheblich schlechter.

Zur Verkürzung der Belichtungsdauer wurde das Gitter aus Spiegelmetall nach sorgfältiger Reinigung mit verdünnter Ammoniaklösung in einer Vakuumkammer aluminisiert. 500 mg Reinaluminium in 35 cm Abstand von drei im Dreieck angeordneten Wolframspiralen verdampft ergaben eine ca. 1000 Å dicke Schicht, die, wie eine nachfolgende Prüfung bewies, das Auflösungsvermögen des Gitters in keiner Weise beeinträchtigte. Der Verkürzungsfaktor nach Aluminisierung betrug etwa 100. Von Focke¹²⁾ wurde zuerst auf solche beträchtliche Unterschiede im Schumanngebiet hingewiesen, die wohl dem geringen Reflexionsvermögen des längere Zeit der Laboratoriumsluft ausgesetzten Spiegelmetalls zuzuschreiben sind.

§ 4. *Die Lichtquelle.* Der kurzwelligste Teil ($\lambda < 1680$ Å) des S_2 -Spektrums fällt in das Gebiet der vom H_2 -Molekül emittierten Lyman-Banden. Das Wasserstoffentladungsrohr war demzufolge als Lichtquelle wenig geeignet und wurde durch eine Lyman-Lampe ersetzt, welche beim Durchgang einer hochkondensierten Entladung durch eine enge Kapillare ein Kontinuum emittiert. Fig. 2 gibt im Querschnitt diese zur Erzeugung des Kontinuums konstruierte Lichtquelle. Die 2 cm lange Quarzkapillare besitzt einen äusseren Durchmesser von 8 mm und eine innere Öffnung von ca. 1 mm. Sie liegt, mit Glaswolle eingebettet, in einem Keramikrohr (Pyrostea der Firma Isola, Breitenbach), das seinerseits genau in ein Rohr aus Pyrexglas von 18 mm Innendurchmesser eingepasst ist. Das öfters notwendige Auswechseln der Kapillare erfolgt einfach durch Herausnehmen des die eine Elektrode tragenden Pyrex-Schliffes und des Einsatzes aus Pyrostea. Eine Kühlung dieser aus einem 3 mm dicken Wolframstab bestehenden Elektrode erwies

sich als unnötig. Die vordere durchbohrte und wassergekühlte Eisenelektrode ist in radial angeordnete Lamellen aufgeteilt und so ausgebildet, dass sie bei bester Wirksamkeit gegen das Beschlagen des Flusspatfensters möglichst wenig durch das bei der Zersetzung der Kapillare gebildete metallische Silizium verengt wird. Ihre Form ist bei WORLEY¹³⁾ beschrieben. Eine Reinigung des Fensters war auch nach mehreren tausend Entladungen nicht erforderlich.

Der elektrische Teil besteht im wesentlichen aus einer Kapazität von $2,5 \mu\text{F}$, die mittels Transformator und Gleichrichterröhren auf

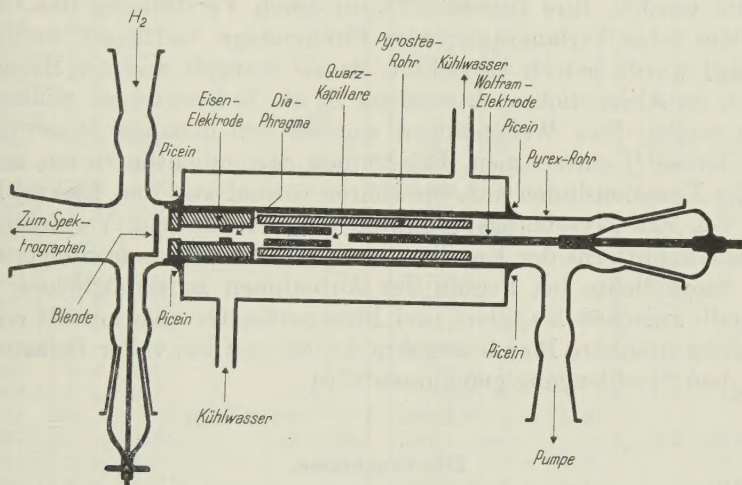


Fig. 2.
Querschnitt durch die Lichtquelle.

ca. 11 kV aufgeladen werden kann. Zur zeitlichen Regulierung der Entladungsfolge dient eine Funkenstrecke, die durch eine rotierende Elektrode periodisch geschlossen wird. Füllgas für den Entladungsraum ist Wasserstoff, der in kräftigem Strom beständig durch das Rohr gepumpt wird. Mit flüssiger Luft gekühlte Aktivkohle sorgt für Reinigung des technischen Gases vor Eintritt in die Lichtquelle. Die dauernde Spülung des Entladungsrohres bewährt sich in hohem Masse, erfüllt sie doch mehrere Funktionen wie das Wegführen der Zersetzungsprodukte unmittelbar nach der Entladung, Verhindern eines Beschlagens des Flusspatfensters mit Siliziumstaub, Entfernen irgendwelcher von Fett oder Picein herrührender organischer Dämpfe aus dem Entladungsraum. Der günstigste Gasdruck liegt bei ca. 0,5 mm Hg. Der Gasstrom ist dann gerade noch stark genug um bei einer Entladungsfolge von zwei Sekunden die Zersetzungs-

produkte abzuführen. Bei einem Lichtweg von rund 3 m und einer Öffnung des Spektrographenspaltes von 0,01 mm sind 200 Entladungen (Belichtungsdauer ungefähr sieben Minuten) für kräftige Schwärzung der Q I-Platten ausreichend. Mit einer einzigen Kapillare können je nach Beanspruchung 8 bis 10 Aufnahmen gemacht werden. Das Auswechseln geschieht dann ohne Gefährdung der Justierung mit wenigen Handgriffen.

Das Kontinuum ist im untersuchten Bereich zwischen 2500 und 1300 Å fast völlig frei von Emissionslinien, dagegen können mehrere vom Grundzustand des Si I ausgehende Linien in Absorption beobachtet werden. Ihre Intensität kann durch Verstärkung des Gasstromes oder Verlangsamen der Funkenfolge verringert werden, hierauf wurde jedoch verzichtet, da sie mangels anderer Bezugslinien im Absorptionsspektrum des S_2 als Referenzlinien willkommen waren. Ihre Wellenlängen wurden den genauen Messungen von KIESS¹⁴⁾ entnommen. Bei kleinen Stromdichten treten zahlreiche Emissionslinien auf. Sie rühren sowohl von den Elektroden wie von den Zersetzungsprodukten her. Um die zur Vermeidung eines Zersplitterns der Kapillare unerlässliche langsame Steigerung der Stromdichte bei Beginn der Aufnahmen zu ermöglichen, ist deshalb zwischen Kapillare und Flusspatfenster eine mittels eines Schliffes drehbare Blende angebracht, die erst bei voller Belastung aus dem Strahlengang genommen wird.

III. Ergebnisse.

§ 5. Fig. 3 gibt einen Überblick über die Absorptionsspektren, wie sie mit den bei 0,5 und 10 mm Sättigungsdruck (Sättigungstemperatur 165° C resp. 245° C) abgeschmolzenen Gefäßen erhalten wurden. Die Aufnahmen erfolgten bei einer Ofentemperatur von 630° C. Wie in einer ersten Publikation¹⁵⁾ mitgeteilt wurde, können sämtliche gemessene Banden in zwei Elektronensysteme eingeordnet werden. Das langwellige System wird im folgenden mit C , das kurzwellige mit D bezeichnet werden*).

§ 6. *System C.* System C erstreckt sich über das Gebiet von 1870 bis 1650 Å. Sämtliche Bandenköpfe sind violett abschattiert und besitzen wenigstens vier Kanten (in Tab. 1 mit a , b , c und d bezeichnet), zwei schwächere, langwellige und zwei intensive, kürzer-

*) Die beiden Systeme wurden früher⁸⁾ durch die Buchstaben B resp. C gekennzeichnet. Die jetzige Benennung ist der in den Tabellen von SPONER¹⁶⁾ benützten angepasst.

Tabelle 1.

Kanten der S_2 -Banden zwischen 1970 und 1650 Å.

ν cm ⁻¹	I	System C		System D		$\Delta \nu$ ber. - gem.	Bem.	ν cm ⁻¹	I	System C		System D		$\Delta \nu$ ber. - gem.	Bem.
		K	$\nu' - \nu''$	K	$\nu' - \nu''$					K	$\nu' - \nu''$	K	$\nu' - \nu''$		
53478,9	0	a	0-3					58176,6	2	c	4-1			+0,1	
486,8	0	b	0-3					58234,7	0			b_3	3-4	-0,9	
509,8	1	c	0-3			-0,2		58255,9	1	c	5-2			0,0	
53629,4	0	c	1-4			+0,5		58275,6	0			c_1	0-1		
54186,2	1	a	0-2					290,9	1			c_3	0-1	+0,5	
194,4	1	b	0-2					58360,0	0			c_3	1-2	+3	Ko
217,3	3	c	0-2			+0,2	d	58516,7	00			c_1	2-3		s
236	2	d	0-2					433,7	0			c_3	2-3	-0,6	
54332,9	1	c	1-3			-0,7		58485,3	00			c_1	3-4		s
54898,8	2	a	0-1					501,4	00			c_1	3-4	-0,9	
908,2	2	b	0-1					58526,8	4			a_3	0-0		
931,2	4	c	0-1			0,0		541,5	6			a_2	0-0		
954	4	d	0-1				d	549,7	10			a_3	0-0	0,0	
55039,4	1	c	1-2			+0,7		58609,4	1			a_2	1-1		
55617,0	6	a	0-0					58609,4	1			a_2	1-1		
627,7	6	b	0-0					617,0	3			a_3	1-1	+0,2	
650,5	9	c	0-0			0,0		58660,7	0			a_1	2-2		
673	9	d	0-0				d	682,7	1			a_3	2-2	-0,3	
56425,7	0	a_i	1-0				K_i	58703,0	4			b_1	0-0		
437,4	7	a	1-0					722,1	4			b_2	0-0		
449,7	7	b	1-0					741,5	8			b_3	0-0	0,0	
473,2	9	c	1-0			0,0		58767,7	1			b_1	1-1		
500	9	d	1-0				d	788,3	3			b_2	1-1		
56569,4	2	c	2-1			-0,4		806,6	1			b_3	1-1	+1,8	Ko
57115	00			a_3	0-2	+3	s	58854,6	0	a	4-0				
57227,1	0	a_i	2-0				K_i	58871	00			b_3	2-2	+2,0	s
241,0	1	b_i	2-0				K_i	58894	4	c	4-0			+2	Ko
250,5	6	a	2-0					58970,0	2	c	5-1			-0,6	
264,3	8	b	2-0					58991,1	5			c_1	0-0		
288,0	8	c	2-0			+0,3		59003,1	5			c_2	0-0		
57376,1	3	c	3-1			+0,5		010,8	10			c_3	0-0	0,0	
57570	00			c_3	0-2	+5	s	59041,6	1	c	6-2			-0,5	
57813,2	0			a_1	0-1			59069,0	2			c_2	1-1		
823,7	0			a_2	0-1			075,6	4			c_3	1-1	+1,5	Ko
831,0	1			a_3	0-1	0,0		59122	0			c_1	2-2		Ko
57884,8	0			a_1	1-2			59309,5	0			a_1	1-0		
896,5	0			a_2	1-2			327,5	3			a_2	1-0		
903,9	0			a_3	1-2	+0,3		335,9	4			a_3	1-0	0,0	
57957,1	0			a_1	2-3			59388,1	1			a_2	2-1		
968,0	0			a_2	2-3			395,6	2			a_3	2-1	-0,2	
974,2	0			a_3	2-3	+0,9		59425,8	0			a_1	3-2		
57987,2	0			b_1	0-1			444,4	0			a_2	3-2		
58003,8	0			b_2	0-1			453,4	1			a_3	3-2	-0,7	
023,5	1			b_3	0-1	-0,9		59483,8	1			b_1	1-0		
58037,6	1	b_i	3-0				K_i	507,2	2			b_2	1-0		
056,0	4	a	3-0					528,1	4			b_3	1-0	-0,8	
072,9	4	b	3-0					59541,5	0			b_1	2-1		
096,0	5	c	3-0			0,0		565,3	0			b_2	2-1		
120	2	d	3-0				d	585,7	2			b_3	2-1	-0,5	

Tabelle 1 (Fortsetzung).

ν cm ⁻¹	I	System C		System D		$\Delta \nu$ ber. - gem.	Bem.	ν cm ⁻¹	I	System C		System D		$\Delta \nu$ ber. - gem.	Bem.
		K	$\nu'-\nu''$	K	$\nu'-\nu''$					K	$\nu'-\nu''$	K	$\nu'-\nu''$		
59598	00			b_1	3-2		s.	60252	00			a_2	5-3		s
620,7	0			b_2	3-2			262	00			a_3	5-3	+3	s
642,7	1			b_3	3-2	+0,1		60284,2	0			b_2	2-0		
59687,7	1	c	5-0			+0,4		305,1	2			b_3	2-0	0,0	
59754,3	1	c	6-1			+0,2		60334,0	00			b_2	3-1		s
59773,9	0			c_1	1-0			355,5	0			b_3	3-1	+0,9	
788	2			c_2	1-0		Ko	60382,8	00			b_2	4-2		s
796,3	6			c_3	1-0	+0,2		404,5	00			b_3	4-2	+0,1	
59833	0			c_1	2-1			60474,1	1	c	6-0			-0,2	
849	6			c_3	2-1	+6	Ko	60549	00			c_1	2-0		s
59903,6	0			c_3	3-2			565,7	0			c_2	2-0		
910,4	1			c_3	3-2	+0,5		574,9	2			c_3	2-0	-0,7	
60082,4	0			a_1	2-0			60597	00			c_1	3-1		s
105,2	1			a_2	2-0			616,0	0			c_2	3-1		
114,4	2			a_3	2-0	-0,3		624,8	1			c_3	3-1	-0,3	
60156,7	0			a_2	3-1			60650	00			c_1	4-2		s
165,4	1			a_3	3-1	+0,2		664	00			c_2	4-2		s
60206,1	0			a_2	4-2			672,6	0			c_3	4-2	-0,1	
214,5	0			a_3	4-2	+0,3		60718,3	0			c_3	5-3	+0,1	

Es bedeuten: d = diffus, s = sehr schwach, Ko = Koinzidenz mit Si -Linie, K_i = Isotopenkante.

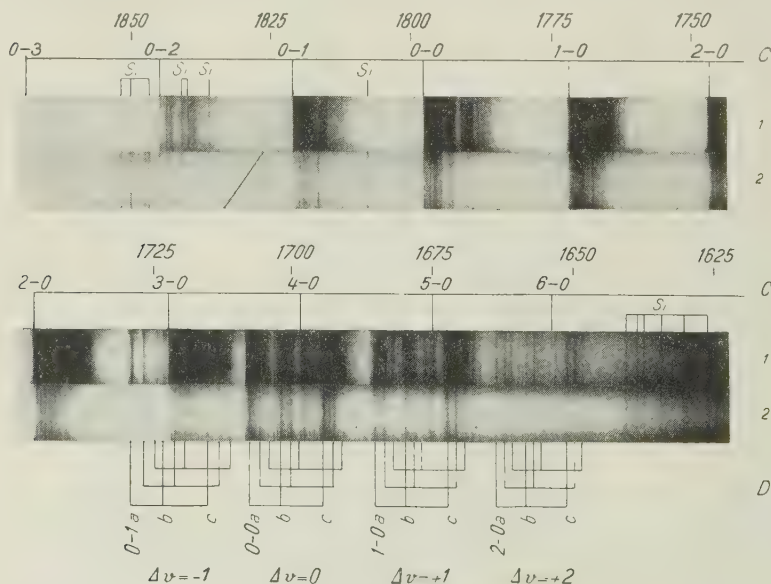


Fig. 3.

S_2 -Absorption zwischen 1875 und 1650 Å. Ofentemperatur = 630° C.

- | | |
|----------------------------|--------------------------------|
| 1 Sättigungsdruck = 10 mm | Sättigungstemperatur = 245° C. |
| 2 Sättigungsdruck = 0,5 mm | Sättigungstemperatur = 165° C. |

wellige, von denen die eine sehr schmal, die zweite etwas unscharf ist. Im kurzwelligen Teil lassen diffuse sowie rot abgeschattigte Kanten auf die Anwesenheit weiterer z. T. umkehrender oder abbrechender Bandenzweige schliessen. Die offenbar recht komplizierte Rotationsstruktur ist am deutlichsten in der bei 1798 Å gelegenen Bande zu erkennen, bei der es sich, wie Intensitätsverteilung und Frequenzdifferenzen zeigen, um die O-O-Bande des Systems handelt. Die Wellenzahlen der intensivsten, fast linienartigen Kanten c ergeben die Formel:

$$\begin{aligned} \nu = & 55598,2 + 830,2 \left(v' + \frac{1}{2} \right) - 3,75 \left(v' + \frac{1}{2} \right)^2 \\ & - 725,1 \left(v'' + \frac{1}{2} \right) + 2,85 \left(v'' + \frac{1}{2} \right)^2. \end{aligned}$$

Zur Darstellung anderer als der c -Kanten müssen die Schwingungskonstanten leicht abgeändert werden. Tab. 2 zeigt das Kanten-

Tabelle 2.
Kantenschema der c -Kanten von System C.

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4
0	55650,5 822,7	719,3 54931,2 814,8	713,9 54217,3 822,1	707,5 53509,8 823,1	—
1	56473,2 814,8	—	55039,4	54332,9	53629,4
2	57288,0 808,0	718,6 56529,4 806,7	—	—	—
3	58096,0 798	719,9 57376,1 800,5	—	—	—
4	58894 794	717 58176,6 793	—	—	—
5	59687,7 786,4	718 58970 784	714 58255,9 785,7	—	—
6	60474,1	719,8 59754,3	712,7 59041,6	—	—

schema. Das System wird durch die Bandenzüge $v' = 0$ und $v'' = 0$ gebildet. Die Folgen $v' = 1$ und $v'' = 1$ sind bereits sehr schwach. Die gemessenen Daten können der Tabelle 1 entnommen werden. Die Abweichungen gegenüber den berechneten Werten liegen für stärkere scharfe Kanten ausser im Falle von Koinzidenzen innerhalb der Messgenauigkeit von $\pm 0,5 \text{ cm}^{-1}$.

§ 7. *Isotopieeffekt in System C.* In den Banden 1-0, 2-0 und 3-0 erscheinen auf der langwelligen Seite weitere Kanten, die jedoch erst bei höherem Druck ($p_s > 3 \text{ mm}$) in merklicher Intensität hervortreten. Lage und Aussehen lassen vermuten, dass es sich dabei

um Kanten des isotopen Moleküls $S^{32}S^{34}$ handelt. Das Häufigkeitsverhältnis der Schwefelisotopen $S^{32}:S^{34}$ beträgt 22,6:1¹⁷⁾, das der Moleküle $S^{32}:S^{32}S^{34}$ demnach 11,3:1, was etwa dem beobachteten Intensitätsverhältnis der Isotopenkanten entspricht. Der Faktor $\varrho = \sqrt{\frac{\mu}{\mu_i}}$ (μ = reduzierte Masse) ergibt sich zu 0,98518. Berechnet man damit nach der Formel für den Isotopieeffekt der Schwingung

$$\begin{aligned} \nu_v^i - \nu_v &= (\varrho - 1) [\omega'_e (v' + \tfrac{1}{2}) + \omega'' (v'' + \tfrac{1}{2})] \\ &\quad - (\varrho^2 - 1) [\omega'_e x'_e (v' + \tfrac{1}{2}) - \omega''_e x''_e (v'' + \tfrac{1}{2})] \end{aligned}$$

die Aufspaltungen, so erhält man die in Tabelle 3 (Kolonne 4) den

Tabelle 3.

Beobachtete Kanten des isotopen Moleküls $S^{32}S^{34}$.

Bande	ν cm ⁻¹	Kante	$\nu - \nu_i$ ber.	$\nu - \nu_i$ gem.	$\Delta\nu$ ber.-gem.
1-0	56425,7 437,4	a_i a	12,8	11,7	1,1
2-0	57227,1 250,5	a_i a	24,5	23,4	1,1
2-0	57241,0 264,3	b_i b	24,5	23,3	1,2
3-0	58037,6 072,9	b_i b	36,3	35,3	1,0

gemessenen Differenzen gegenübergestellten Werte. Die etwas ausserhalb der Messgenauigkeit liegenden Abweichungen von durchschnittlich 1,1 cm⁻¹ scheinen systematischer Natur zu sein. Sie können vielleicht zum Teil einem Isotopieeffekt der Rotation zugeschrieben werden.

Von Interesse ist, festzustellen, warum das isotope Molekül $S^{32}S^{34}$ in den zahlreichen Arbeiten über das Hauptsystem nicht nachgewiesen wurde. Die Banden dieses Systems sind rot abschattiert, die Kanten des schwereren Moleküls sollten somit, falls $v'' > v'$, auf die kurzwellige Seite ausserhalb der Banden von S_2^{32} zu liegen kommen. Im fraglichen Gebiet sind nun die Bandenköpfe zum Teil durch lange Rotationsfolgen und kontinuierliche Strahlung überlagert. Die kurzwellig von den Hauptkanten gelegenen schwächeren „A-Banden“¹⁸⁾ mögen weiterhin etwa vorhandene Isotopenkanten verdecken. Das hier untersuchte System ist dank seiner einfacheren Schwingungsstruktur und seiner wenigstens zwanzigmal stärkeren Absorption für den Nachweis solcher Kanten wesentlich geeigneter.

§ 8. *System D.* Das kurzwellige System *D* liegt zwischen 1750 und 1650 Å. Seine Schwingungsstruktur ist komplizierter als die des Systems *C*. Auffallend sind drei sich wiederholende Gruppen von Banden (in Fig. 3 mit *a*, *b* und *c* bezeichnet). Jede Gruppe weist drei starke Kanten auf, deren kurzwelligste die intensivste ist. Auch hier zeigen die Bandenköpfe Violettabschattierung, die Rotationsstruktur ist dagegen enger als bei System *C* und nur an wenigen Stellen in grosser Entfernung von den Kanten aufgelöst. Innerhalb der Banden sind wieder schwächere, zum Teil rot abgeschattierte, zum Teil diffuse Kanten erkennbar. Bei der Bestimmung der Schwin-

Tabelle 4.
Kantenschema von System D (Kanten a_3 , b_3 , c_3).

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4
0	58549,7	718,7 57831,0	(716) (57115)	—	—
	58741,5	718,0 58023,5		—	—
	59010,8	719,9 58290,9	(721) (57570)	—	—
	786,2	786,0			
	786,6	783,1			
	785,5	784,7			
1	59335,9	718,9 58617,0	714,1 57903,9	—	—
	59528,1	721,5 58806,6	—	—	—
	59796,3	720,7 59075,6	715,6 58360	—	
	778,5	778,6	778,8		
	777,0	779,1			
	778,6	(773)			
2	60114,4	718,8 59395,6	712,9 58682,7	708,5 57974,2	—
	60305,1	719,4 59585,7	714,7 58871,0	—	—
	60574,9	(726) (59849)	—	58433,7	—
		769,8	770,7		
		769,8	771,7		
		(776)			
3	—	60165,4	712,0 59453,4	—	—
	—	60355,5	712,8 59642,7	—	58234,7
	—	60624,8	714,4 59910,4	—	58501,4
			761,1		
			761,8		
			762,2		
4	—	—	60214,5	—	—
	—	—	60404,5	—	—
	—	—	60672,6	—	—
	—	—	—	60262	—
5	—	—	—	—	—
	—	—	—	60718,3	—

gungsfrequenzen ergeben sich für alle drei Gruppen nahezu identische Werte, wodurch die Einordnung in ein einziges Kantenschema ermöglicht wird (Tabelle 4). Die empirischen Formeln lauten für die

$$\begin{aligned} a_3\text{-Kanten: } \nu &= 58515,1 + 794,2 (v' + \tfrac{1}{2}) - 4,00 (v' + \tfrac{1}{2})^2 \\ &\quad - 724,4 (v'' + \tfrac{1}{2}) + 2,85 (v'' + \tfrac{1}{2})^2, \\ b_3\text{-Kanten: } \nu &= 58707,2 + 793,8 (v' + \tfrac{1}{2}) - 4,00 (v' + \tfrac{1}{2})^2 \\ &\quad - 724,6 (v'' + \tfrac{1}{2}) + 2,85 (v'' + \tfrac{1}{2})^2, \\ c_3\text{-Kanten: } \nu &= 58576,8 + 793,7 (v' + \tfrac{1}{2}) - 4,00 (v' + \tfrac{1}{2})^2 \\ &\quad - 725,1 (v'' + \tfrac{1}{2}) + 2,85 (v'' + \tfrac{1}{2})^2. \end{aligned}$$

Für andere Kanten ändern diese Werte um kleine Beträge. Die gemessenen Wellenzahlen sind in Tabelle 1 gegeben. Das System wird durch die Sequenzen $\Delta v = \pm 2$, $\Delta v = \pm 1$ und $\Delta v = 0$ gebildet (Fig. 3). Seine Intensität nimmt zu beiden Seiten der Sequenz $\Delta v = 0$ rasch ab. Die Abstände zwischen den Gruppen betragen 192 cm^{-1} resp. 270 cm^{-1} , die Gesamtaufspaltung 462 cm^{-1} . Die Anwesenheit von Isotopenkanten ist nicht sichergestellt, da die schwächeren, langwelligen Satelliten der Hauptkanten ihre Ausmessung erschweren. Die Intensität der Banden $\Delta v = \pm 2$ ist bereits so gering, dass hier der Nachweis schwacher Kanten nicht mehr gelingt.

Die beschriebene Deutung von System *D* weicht von der früher⁸⁾ gegebenen ab. Wie aus der Kantenformel ersichtlich, entsprechen die Schwingungsfrequenzen durchaus einem normalen Verhalten des Systems. Auch die kurzwelligen S_2 -Banden können somit ohne Durchbrechung der eingangs erwähnten Abschattierungsregel eingeordnet werden.

Eine Ausbildung von Rydberg-Serien, wie sie bei den hochangeregten Termen von O_2 beobachtet wird, kann beim zweiatomaren Schwefel im untersuchten Gebiet nicht festgestellt werden.

IV. Diskussion.

§ 9. *Termart.* Wie in der Einleitung erwähnt, ist der Grundzustand des S_2 -Moleküls ein $^3\Sigma_g$ -Term mit der Konfiguration

$$\text{KKLL } (\sigma_g 3 s)^2 (\sigma_u 3 s)^2 \sigma_g 3 p)^2 (\pi_u 3 p)^4 (\pi_g 3 p)^2.$$

Nach Olsson²⁾ betragen die Kernfrequenz und die Anharmonizität $\omega_e'' = 725,8 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_e'' x_e'' = 2,85 \text{ cm}^{-1}$. Die Schwingungskonstanten der unteren Niveaus von System *C* und *D* (c_3 -Kanten) sind einander gleich und stimmen bis auf Bruchteile eines cm^{-1} mit diesen Werten

überein, so dass kein Zweifel sein kann, dass auch die beiden kurzwelligen Absorptionssysteme vom Grundzustand des S_2 -Moleküls ausgehen.

Es stellt sich die Frage, welche Konfigurationen zu stabilen angeregten Termen führen und für die intensive kurzwellige Absorption herangezogen werden können. Wegweisend bei der Beantwortung wird die von HUND, HERZBERG, MULLIKEN und LENHARD-Jones entwickelte Theorie der bindenden und lockernden Elektronen sein. Vorerst soll versucht werden, aus der Struktur der beiden Systeme eine Aussage über die Termart der angeregten Zustände zu erhalten.

Eine Einschränkung der möglichen Typen geben zunächst die Auswahlregeln. Sie lauten für mittelschwere Moleküle, bei denen die Kopplung zwischen Spin S , Bahndrehimpuls L der Elektronen und Kernrotation für nicht zu hochangeregte Elektronen den von HUND beschriebenen Fällen a und b entspricht*): $\Delta I = 0, \pm 1$ und $\Delta S = 0$ (Erhaltung der Multiplizität). Ergänzt durch die für symmetrische Moleküle allgemein gültige Bedingung, dass gerade Terme nur mit ungeraden kombinieren, ergeben sie die Terme ${}^3\Sigma_u^-$ und ${}^3\Pi_u$, welche mit dem Grundzustand kombinieren können. Die Möglichkeit einer Interkombination ($\Delta S \neq 0$) oder Durchbrechung der für elektrische Dipolstrahlung geltenden Auswahlregeln wird angesichts der hohen Absorptionsintensität beider Systeme nicht erwogen.

Die Termstruktur bei idealer Kopplung und in Übergangsfällen hat MULLIKEN¹⁹⁾ ausführlich beschrieben: Fall a zeichnet sich durch die äquidistante Multiplettaufspaltung aus. Die Energie der Komponenten kann durch die Gleichung

$$T^e = T_0^e + A \Lambda \Sigma \quad (A = \text{Kopplungskonstante})$$

ausgedrückt werden. Abweichungen nach Fall b , wie sie besonders bei höherer Rotation auftreten, wenn der Spin von der Molekülachse entkoppelt wird, äussern sich u. a. durch Zusammenlaufen sich entsprechender Zweige der verschiedenen Komponenten, so dass die Aufspaltung der Kanten kleiner wird als diejenige der

*) Im Fall a sind Bahndrehimpuls und Spin an die Kernverbindungsline gekoppelt unter Ausbildung der Komponenten Λ und Σ . Die Vektorsumme $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$ bildet zusammen mit dem Drehimpulsvektor der Rotation den Gesamtdrehimpuls J .

Im Fall b ist der Spin nicht oder nur äusserst schwach an die Molekülachse gekoppelt. Der Spin und die Resultierende aus Λ und der Rotation bilden hier den Gesamtdrehimpuls.

Nulllinien. Bei einer Abweichung gegen Fall *c* (grosses *A*, starke Kopplung zwischen *L* und *S*) geht die Äquidistanz der Aufspaltung verloren. Ausserdem bewirken Unterschiede in den Potentialkurven für die einzelnen Multipllettkomponenten eine zunehmende Ungleichheit sowohl der Schwingungs- wie der Rotationskonstanten.

Die komplizierte Feinstruktur der Banden von System *C* erschwert eine Aussage über die Natur des angeregten Terms. Infolge der geringen Aufspaltung ist die Multiplletstruktur nicht ausgeprägt. Die Abstände der drei kurzwelligen Kanten sind ungefähr gleich (ca. 23 cm^{-1}) und grösser als die im Hauptsystem gemessenen. (Einzelne Schwingungsniveaus des Hauptsystems zeigen grosse Aufspaltungen, die jedoch durch Störungen verursacht werden.) Möglicherweise handelt es sich, wie die zum Teil linienartige Form andeutet, um die Kanten der Zweige Q_1 , Q_2 und Q_3 , während die *P*-Zweigkanten nicht aufgelöst sind. Es würde dies der beschriebenen Abweichung der Kopplung nach Fall *b* entsprechen. *Q*-Zweige wären bei einem $\Sigma - \Sigma$ -Übergang auszuschliessen, nur die drei Hauptzweige P_1 , P_2 , P_3 oder R_1 , R_2 , R_3 können in diesem Falle Kanten bilden. Kanten der Satellitenzweige ${}^PQ_{12}$, ${}^PQ_{22}$ oder ${}^RQ_{21}$, ${}^RQ_{32}$ werden selten beobachtet, da ihre Intensität mit zunehmender Rotation rasch absinkt. Es spricht denn auch die in den Banden beobachtete Zahl von wenigstens vier starken Kanten gegen einen $\Sigma - \Sigma$ -Übergang. So ist der angeregte Zustand von System *C* vermutlich ein ${}^3\Pi_u$ -Term. Einen sicheren Entscheid könnte nur die Rotationsanalyse erbringen, für die jedoch die Dispersion des zur Verfügung stehenden Spektrographen nicht ausreicht.

Viel eindeutiger ist die Zuordnung bei System *D*. Hier lässt die grosse Multipllettaufspaltung kaum eine andere Deutung des Überganges als ${}^3\Pi_u - {}^3\Sigma_g^-$ zu. Die ungleichen Abstände der Komponenten zeigen eine Abweichung der Kopplung des ${}^3\Pi_u$ -Terms von Fall *a* an. Die Art dieser Abweichung und die Term aufspaltung sind im nächsten Abschnitt diskutiert.

§ 10. *Dissoziationsprodukte und Elektronenkonfiguration.* Die Dissoziationsenergie D'' von S_2 ist noch nicht mit Sicherheit bekannt. Über die Dissoziationsprodukte des angeregten Terms des Hauptsystems ist man deshalb im Unklaren und auf Analogieschlüsse angewiesen. GAYDON⁵⁾ hat die verschiedenen möglichen D'' -Werte ausführlich diskutiert. Unter Annahme einer Dissoziation in ${}^3P + {}^1D$ wie bei O_2 und Se_2 erhält man aus der linearen Extrapolation der Schwingungsniveaus bis zur Konvergenzgrenze und durch verschiedene Interpretation der Prädissoziationsstellen die Werte $D'' = 4,4$, $D'' = 3,6$ und $D'' = 3,3\text{ eV}$.

Unter diesen Umständen lässt sich für die oberen Zustände der Systeme *C* und *D* die Anregungsenergie E_A der Atome aus dem Kreisprozess

$$\nu_{00} + \mathbf{D}' = \mathbf{D}'' + E_A$$

nur innerhalb gewisser Grenzen festlegen. Eine weitere Unsicherheit wird durch die Bestimmung von $\mathbf{D}'$ eingeführt. Da nur wenige Schwingungsniveaus der angeregten Terme bekannt sind und die Konstanten der Vibration aus Kantenmessungen ermittelt wurden, kann die Berechnung nach der Gleichung von BIRGE-SPONER:

$$\mathbf{D}' = \frac{\omega_0'^2}{4 \omega_0' x_0'}$$

nur als rohe Näherung angesehen werden. In den Fällen, für die die Schwingungsterme bekannt sind, wird meist beobachtet, dass deren Differenzen rascher als linear abnehmen, wobei die lineare Extrapolation für $\mathbf{D}$ zu grosse Werte liefert. Bei hochangeregten Termen ist jedoch besondere Vorsicht geboten, da hier der Einfluss einer Ionenbindung den Verlauf der Konvergenz ändern kann, so dass das Ergebnis der Extrapolation auch in umgekehrter Richtung fehlerhaft sein mag. Obige Gleichung ergibt für System *C*: $\mathbf{D}' = 5,6$ eV und für System *D*: $\mathbf{D}' = 4,8$ eV.

Mit diesen Beträgen würde sich die Anregungsenergie der Dissoziationsprodukte bei System *C* zu $8,1 \text{ eV} < E_A < 9,2 \text{ eV}$ und bei System *D* zu $7,7 \text{ eV} < E_A < 8,8 \text{ eV}$ berechnen. Das Ergebnis führt zu einer Überschneidung der Potentialkurven. Ob diese tatsächlich stattfindet, ist bei der sehr ungenauen Bestimmung der $\mathbf{D}'$ -Werte nicht zu entscheiden. Bei der oben gegebenen Deutung als rassen-gleiche Terme wäre sie nur bei einer erheblichen Abweichung der Kopplung des einen Terms von Fall *a* oder *b* möglich. Eine solche ist bei grösserem Kernabstand denkbar und wenigstens bei System *D* durch die ungleiche Multiplettaufspaltung angezeigt. Doch ist es keineswegs ausgeschlossen, dass beide Terme in der Dissoziation zu denselben Atomzuständen führen. Eine eindeutige Festlegung der Dissoziationsprodukte ist nicht möglich, da innerhalb der für E_A ermittelten Grenzen mehrere in Frage kommende Atomterme liegen. Es bestehen jedoch Anhaltspunkte, die auf den bei 8,9 eV gelegenen $3s \ 3p^5 \ ^3P$ -Term als Zustand des einen angeregten dissoziierenden Atoms hinweisen.

Die beiden Schwefelterme $3s^2 \ 3p^4 \ ^3P$ (Grundzustand) und $3s \ 3p^5 \ ^3P$ zeigen im Vergleich zu den übrigen eine beträchtliche

Multiplettaufspaltung von 575 cm^{-1} resp. 547 cm^{-1} . Die Kopplungskonstante A ist demnach in beiden Fällen gross. Treten zwei schwere Atome, deren jedes eine starke Kopplung zwischen L (– Resultierende der Bahndrehimpulse der einzelnen Elektronen) und S (– Resultierende der Spins) besitzt, zu einem Molekül zusammen, so wird in locker gebundenen Elektronenzuständen eine Kopplungsart erwartet, die der j, j -Kopplung im Atom ähnlich ist und bei der nur noch Ω als Quantenzahl erhalten bleibt. MULLIKEN¹⁹⁾ bezeichnet sie als „far nuclei case c“. Eine Tendenz des mittelschweren Moleküls S_2 nach dieser Form der Kopplung höher angeregter Elektronen würde die grosse Energiedifferenz der Multiplettkomponenten und die Abweichung von der Äquidistanz der Aufspaltung in System D erklären. Die tiefste Elektronenkonfiguration des aus $3s^2 3p^4 \text{ } ^3P + 3s 3p^5 \text{ } ^3P$ gebildeten Moleküls lautet

$$(\sigma_g 3s)^2 (\sigma_u 3s)^1 (\sigma_g 3p)^2 (\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^3$$

und ergibt einen $^1\Pi_u$ - und einen verkehrten $^3\pi_u$ -Term. Durch Auffüllen der höher gelegenen $\sigma_u 3p$ -Schale aus $(\pi_g 3p)^3$ ergeben sich weitere (normale) $^3\Pi_u$ -Terme. Die Konfiguration entspricht der Anregung eines der beiden inneren, als stark lockernd bekannten $\sigma_u 3s$ -Elektronen.

Auf die Möglichkeit, die kurzwelligen S_2 -Spektren der Anregung eines der lockernden $\sigma_u 3s$ -Elektronen zuzuschreiben, hat schon RATHENAU²⁰⁾ hingewiesen. Er fand anlässlich einer Untersuchung an festem Schwefel, dass das Absorptionsspektrum von S_2 demjenigen des S_8 -Moleküls gleicht. Ausser einer dem Hauptsystem entsprechenden kontinuierlichen Absorption mit einer langwelligen Grenze bei 3500 Å fand er eine sehr viel stärkere, kürzerwellige, die zuerst im Gebiet um 1700 Å erscheint. Er vermutete dabei, dass im doppelt gebundenen S_2 -Molekül und im S_8 -Molekül der gleiche Elektronensprung für die Absorption bei 3500 Å verantwortlich ist. Das Erscheinen auch der kurzwelligen Absorption im S_8 -Spektrum versuchte er dadurch zu erklären, dass er sie einem tiefer aus dem Atomrumpf kommenden Elektron zuschrieb.

Wie RATHENAU hervorhob, könnte neben der (damals nur bei System C bekannten) Bindungsverfestigung auch die grössere Intensität der kurzwelligen Absorption durch die Elektronenanregung $\sigma_u 3s \rightarrow \pi_g 3p$ verständlich gemacht werden. Der Übergang $(\pi_u 3p)^4 (\pi_g 3p)^2 \rightarrow (\pi_u 3p)^3 (\pi_g 3p)^3$ des Hauptsystems entspricht im Atom einem verbotenen $p \rightarrow p$ Sprung, derjenige der kurzwelligen Systeme bei der genannten Deutung einem erlaubten $s \rightarrow p$ Sprung.

V. Zusammenfassung.

§ 11. Die Analyse der kurzwelligen System von S_2 zeigt, dass dessen hochangeregte Terme ihrem Verhalten nach wenig Ähnlichkeit mit den entsprechenden des O_2 -Moleküls aufweisen. Während sich diese schon weitgehend wie Atomterme verhalten und zu Rydberg-Folgen zusammentreten, zeigen jene im untersuchten Gebiet keine Neigung zur Bildung solcher Serien, geben dagegen Anlass zu Absorptionsspektren mit wohlausgeprägter Schwingungsstruktur. Wie MULLIKEN²¹⁾ hervorgehoben hat, hängt die Analogie in einer Reihe homologer Moleküle davon ab, wie weit sie sich auf dem Weg vom vereinigten Atom zu den getrennten Atomen befinden. Die Unterschiede im Verhalten sollten mit zunehmendem Molekulargewicht geringer werden, da sich die Moleküle dann mehr und mehr den getrennten Atomen nähern. Unter diesem Gesichtspunkt ist man zur Annahme geneigt, dass die kurzwellige S_2 -Absorption mehr Ähnlichkeit mit derjenigen von Se_2 und vielleicht auch Te_2 besitzt. Leider ist ein Vergleich mit diesen bisher nur in geringer Dispersion bekannten Spektren nicht möglich. Immerhin ist nach den Ergebnissen bei zweiatomarem Schwefel ein serienartiger Charakter der entsprechenden Tc_2 -Terme, wie ihn MIGEOTTE¹¹⁾ vermutet hat, nicht anzunehmen. Möglicherweise zeigen dagegen alle Moleküle solche Serien in einem noch kürzerwelligen, nicht untersuchten Gebiet.

Herrn Prof. Dr. E. MIESCHER, auf dessen Anregung die vorliegende Arbeit entstanden ist, möchte ich an dieser Stelle für sein dauerndes Interesse herzlich danken.

Physikalische Anstalt der Universität Basel.

Literaturverzeichnis.

- 1) W. LOCHTE-HOLTEGREVEN und G. H. DIEKE, Ann. Phys. **3**, 937 (1929).
- 2) E. OLSSON, Diss. Stockholm 1939.
- 3) B. ROSEN, Physica **6**, 205 (1939).
- 4) S. S. BHATNAGAR, H. LESSHEIM und M. L. KHANNA, Nature **140**, 152 (1937).
- 5) A. G. GAYDON, Dissociation Energies and Spectra of Diatomic Molecules, London 1947, S. 194.
- 6) G. HERZBERG, Molekülspektren und Molekülstruktur, Dresden und Leipzig 1939.
- 7) W. C. PRICE und G. B. COLLINS, Phys. Rev. **48**, 714 (1935).
- 8) K. WIELAND, M. WEHRLI und E. MIESCHER, Helv. Phys. Acta **7**, 843 (1934).
- 9) CHOONG Shin-Piaw, Diss., Paris 1939 und Ann. de physique **10**, 1938.

- ¹⁰⁾ R. MIGEOTTE, Bull. Soc. roy. d. sciences Liège, **12**, 658 (1941).
 - ¹¹⁾ R. MIGEOTTE, Mém. Soc. roy. sci. de Liège, 4e série, tome V, 1942.
 - ¹²⁾ A. B. FOCKE, Journ. Opt. Soc. Am. **26**, 235 (1936).
 - ¹³⁾ R. E. WORLEY, Rev. Sci. Instr. **13**, 67 (1942).
 - ¹⁴⁾ K. C. KIESS, Journ. Research, Nat. Bur. Stand. **21**, 185 (1938).
 - ¹⁵⁾ R. MAEDER und E. MIESCHER, Nature **161**, 393 (1948).
 - ¹⁶⁾ H. SPONER, Molekülspektren und ihre Anwendung auf chem. Probleme, Bd. I., Berlin 1935, S. 18.
 - ¹⁷⁾ G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **16**, 1 (1944).
 - ¹⁸⁾ A. CHRISTY und S. M. NAUDÉ, Phys. Rev. **37**, 903 (1931).
 - ¹⁹⁾ R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. **3**, 116 (1931).
 - ²⁰⁾ G. RATHENAU, Physica **3**, 42 (1936).
 - ²¹⁾ R. S. MULLIKEN, Rev. Mod. Phys. **4**, 18 (1932).
 - ²²⁾ J. E. RUEDY, Phys. Rev. **44**, 757 (1933).
-

CURRICULUM VITAE.

Am 20. November 1917 wurde ich, René Alfred Maeder, als Sohn des Louis Maeder, Bankprokurist in Basel und seiner Gattin Elisabeth, geb. Haug, in meiner Heimatstadt Basel geboren.

Ich durchlief die Basler Schulen und erwarb abschliessend am Realgymnasium im Jahre 1938 das Reifezeugnis.

Im Wintersemester 1938/39 immatrikulierte ich mich an der philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel und begann mit dem Studium der Physik. 1942 legte ich das Nebenfachexamen in Mineralogie ab und begann im Sommer 1943 eine Dissertation unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. M. Wehrli †. Diese Arbeit wurde durch den Hinschied meines verehrten, sehr geschätzten Lehrers unterbrochen. Im Winter 1944/45 nahm ich die vorliegende Dissertation unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. E. Miescher in Angriff. Mehrfach unterbrochen durch Aktivdienst in den Kriegsjahren kam sie 1948 zum Abschluss. Während den letzten Jahren meines Studiums übernahm ich häufig Arbeiten für die optische Industrie, um auch mit praktischen physikalischen Problemen vertraut zu werden. Von 1943 bis zum Herbst 1947 war ich Assistent am physikalischen Institut. Meine übrigen Nebenfächer sind Mathematik und theoretische Physik, in denen ich 1946 bzw. 1948 Prüfungen ablegte.

Im Verlaufe meiner Studien besuchte ich Vorlesungen und Praktika der Herren Proff. Fr. Fiechter, M. Fierz, A. Hagenbach, W. Kuhn, W. Matthies, E. Miescher, A. Ostrowski, M. Reinhard, P. Ruggli †, O. Spiess, M. Wehrli †, H. Zickendraht.

Herrn Prof. Dr. E. Miescher spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Ratschläge bei ihrer Durchführung meinen wärmsten Dank aus.

